

УДК 539.3
UDC 539.3

ДИФРАКЦІЯ РОЗРИВНОЇ ХВИЛІ НА ПЛОЩИНІ РОЗДІЛУ ДВОХ
АНИЗОТРОПНИХ СЕРЕДОВИЩ З ВІДМІННИМИ ПАРАМЕТРАМИ АНИЗОТРОПІЇ

Заєць Ю.О., Національний транспортний університет, Київ, Україна

DIFFRACTION OF A DISCONTINUOUS WAVE IN A PLANE INTERFACE BETWEEN
TWO ELASTIC ANISOTROPIC MEDIA

Zaets Yu.O., National Transport University, Kyiv, Ukraine

ДИФРАКЦІЯ РАЗРЫВНОЙ ВОЛНЫ НА ПЛОСКОСТИ РАЗДЕЛА ДВУХ АНИЗОТРОПНЫХ
УПРУГИХ СРЕД С ОТЛИЧАЮЩИМИСЯ ПАРАМЕТРАМИ АНИЗОТРОПИИ

Заец Ю.А., Национальный транспортный университет, Киев, Украина

Постановка проблеми.

Останнім часом в світі зростає число техногенних катастроф, котрі зумовлюють масштабні аварії на вибухонебезпечних об'єктах, наслідками яких є загибель людей і серйозні екологічні впливи. Великих руйнувань і трагічних наслідків завдають землетруси, які складають 15% від найбільших стихійних лих світу.

Землетруси можуть викликатись явищами вулканічного характеру, розривами напруження шарів земної кори або штучними вибухами. Зокрема, такі штучні удари використовують при добуванні корисних копалин на великих глибинах. Гірські удари пов'язані з раптовим вивільненням концентровано накопиченої потенціальної енергії пружного стиснення гірських порід, що супроводжуються миттєвим руйнуванням гранично напружених зон вугілля, породи з подальшим проявом деформацій, зміщень і коливань навколишнього масиву порід [1].

При досягненні земної поверхні сейсмічні хвилі породжують поверхневі хвилі, які мають меншу швидкість, але значно збільшують магнітуди переміщень. Крім того, помічено, що часто найвідчутніші ефекти концентруються в деяких зонах на земній поверхні, в яких їх інтенсивність досягає найбільшого значення, одночасно в безпосередній близькості від таких зон динамічні впливи проявляються набагато слабкіше. Оскільки, що до цього часу не розроблено методів прогнозування осередків та часу виникнення землетрусу, тому актуальним постає питання дослідження інтенсивності хвиль та особливостей поширення фронтів таких хвиль. Для дослідження цих явищ зручно застосовувати нульове наближення променевого методу [2, 3]. Променевий метод, відомий як багатомірний метод ВКБ (метод Вентцеля, Крамерса, Брілюена, зазвичай називається скорочено метод ВКБ), – один з основних асимптотичних методів в теорії хвиль. Він не втрачає своєї актуальності, незважаючи на стрімкий ріст популярності числового моделювання, заснованого на розв'язку повних хвильових рівнянь. Особлива привабливість променевого методу полягає в тому, що результати розрахунків, з його допомогою, мають геометричну наочну ілюстрацію та чітку фізичну інтерпретацію [141].

Аналіз досліджень і публікацій.

Розробкою методів екранування сейсмічних хвиль займались Н.С. Смирнова, В.В. Орехов, Х. Негархарда, С.В. Кузнецов, R.D. Woods, E.N. Its, T.W. May та ін. Питанням дифракції пружних хвиль приділяли увагу О.М. Гузь [4], Л.А. Молотков [5], С.А. Назаров [6], І.Т. Селезов [7] та ін., зокрема В.І. Гуляев, П.З. Луговий, Г.М. Іванченко розглядали задачу дифракції фронту плоскої розривної хвилі по вільній поверхні пружного середовища [8, 9].

Задачами променевого методу займались В.М. Бабич, Г.І. Петрашень, А.О. Буренін, Ю.О. Россіхін, Ю.О. Кравцов, Ю.М. Подільчук, Ю.К. Рубцов.

Мета даної роботи полягає в постановці задачі по дифракції розривної хвилі на поверхні розділу двох анізотропних середовищ, а також аналізі отриманих результатів в залежності від зміни параметрів анізотропії.

Основна частина

Нехай два пружних анізотропних середовища I і II з'єднані по площині G . Властивості середовищ визначаються такими механічними параметрами: $\lambda_1, \lambda_2, \mu_1, \mu_2$ – параметри Ламе; ρ_1, ρ_2 – параметри густини. Нехай в середовищі I на площину G під кутом ψ_{1-}^1 падає плоска поздовжня розривна P -хвиля з одиничним значенням розриву поздовжньої швидкості u_{1-} . Прослідкуємо як така хвиля проникає в

середовище II з I та які інтенсивності мають відбиті та заломлені новосформовані хвилі. Розв'язок такої задачі дозволить прослідкувати за змінами інтенсивності падаючої хвилі на поверхні контакту двох анізотропних пружних середовищ та проаналізувати перспективи поєднання двох середовищ з відмінними фізичними властивостями для зменшення впливу розривної хвилі та її руйнівних наслідків. Для виведення рівнянь динамічної взаємодії розривної хвилі з площиною G з'єднання двох середовищ використаємо умову збереження імпульсу і нерозривності швидкостей частинок.

Виділимо на фронті падаючої хвилі ділянку, яка при падінні опирається на відрізок границі середовищ одиничної довжини. Тоді вектор кількості руху у визначеному елементі рівний величині

$$\Delta \bar{Q}_{1-}^1 = \rho_1 \xi_{1-}^1 \Delta t \cos \psi_{1-}^1 \bar{u}_{1-}^1, \quad (1)$$

де ρ_1 – густина середовища I; ξ_{1-}^1 – променева швидкість падаючої хвилі; t – час.

Так як фронт хвилі падає на площину G розділу двох середовищ з різними механічними властивостями, то виникають дві відбиті ($P_{(1+)}$ і $S_{(1+)}$) – хвилі і дві заломлені ($P_{(2+)}$ і $S_{(2+)}$) – хвилі. Тоді імпульси пружних елементів, відповідно відбитих і заломлених хвиль, будуть рівними:

$$\begin{aligned} \Delta \bar{Q}_{1+}^1 &= \rho_1 \xi_{1+}^1 \Delta t \cos \psi_{1+}^1 \bar{u}_{1+}^1; \\ \Delta \bar{Q}_{1+}^2 &= \rho_1 \xi_{1+}^2 \Delta t \cos \psi_{1+}^2 \bar{u}_{1+}^2; \\ \Delta \bar{Q}_{2+}^1 &= \rho_1 \xi_{2+}^1 \Delta t \cos \psi_{2+}^1 \bar{u}_{2+}^1; \\ \Delta \bar{Q}_{2+}^2 &= \rho_1 \xi_{2+}^2 \Delta t \cos \psi_{2+}^2 \bar{u}_{2+}^2. \end{aligned} \quad (2)$$

В свою чергу

$$\bar{u}^{(i)} = \dot{u}^{(i)} \bar{A}^{(i)}, \quad (3)$$

де $\bar{A}^{(i)}$ – вектор поляризації.

Тоді

$$\begin{aligned} \Delta \bar{Q}_{1-}^1 &= \rho_1 \xi_{1-}^1 \Delta t \cos \psi_{1-}^1 \dot{u}_{1-}^1 \bar{A}_{1-}^1; \\ \Delta \bar{Q}_{1+}^1 &= \rho_1 \xi_{1+}^1 \Delta t \cos \psi_{1+}^1 \dot{u}_{1+}^1 \bar{A}_{1+}^1; \\ \Delta \bar{Q}_{1+}^2 &= \rho_1 \xi_{1+}^2 \Delta t \cos \psi_{1+}^2 \dot{u}_{1+}^2 \bar{A}_{1+}^2; \\ \Delta \bar{Q}_{2+}^1 &= \rho_1 \xi_{2+}^1 \Delta t \cos \psi_{2+}^1 \dot{u}_{2+}^1 \bar{A}_{2+}^1; \\ \Delta \bar{Q}_{2+}^2 &= \rho_1 \xi_{2+}^2 \Delta t \cos \psi_{2+}^2 \dot{u}_{2+}^2 \bar{A}_{2+}^2. \end{aligned} \quad (4)$$

Застосовуючи умову збереження імпульсу під час удару $\Delta \bar{Q}_{1-}^1 = \Delta \bar{Q}_{1+}^1 + \Delta \bar{Q}_{1+}^2 + \Delta \bar{Q}_{2+}^1 + \Delta \bar{Q}_{2+}^2$, побудуємо дві рівності в проєкціях на осі та Ox_1 та Ox_2 . В результаті отримаємо рівності (5) відносно чотирьох невідомих швидкостей $\dot{u}_{1+}^1, \dot{u}_{1+}^2, \dot{u}_{2+}^1, \dot{u}_{2+}^2$:

$$\begin{aligned} &\rho_1 \xi_{1+}^1 \Delta t \cos \psi_{1+}^1 A_{1(1+)}^1 \dot{u}_{1+}^1 + \rho_1 \xi_{1+}^2 \Delta t \cos \psi_{1+}^2 A_{1(1+)}^2 \dot{u}_{1+}^2 + \\ &+ \rho_2 \xi_{2+}^1 \Delta t \cos \psi_{2+}^1 A_{1(2+)}^1 \dot{u}_{2+}^1 + \rho_2 \xi_{2+}^2 \Delta t \cos \psi_{2+}^2 A_{1(2+)}^2 \dot{u}_{2+}^2 = \rho_1 \xi_{1-}^1 \Delta t \cos \psi_{1-}^1 A_{1(1-)}^1 \dot{u}_{1-}^1; \\ &\rho_1 \xi_{1+}^1 \Delta t \cos \psi_{1+}^1 A_{2(1+)}^1 \dot{u}_{1+}^1 + \rho_1 \xi_{1+}^2 \Delta t \cos \psi_{1+}^2 A_{2(1+)}^2 \dot{u}_{1+}^2 + \\ &+ \rho_2 \xi_{2+}^1 \Delta t \cos \psi_{2+}^1 A_{2(2+)}^1 \dot{u}_{2+}^1 + \rho_2 \xi_{2+}^2 \Delta t \cos \psi_{2+}^2 A_{2(2+)}^2 \dot{u}_{2+}^2 = \rho_1 \xi_{1-}^1 \Delta t \cos \psi_{1-}^1 A_{2(1-)}^1 \dot{u}_{1-}^1. \end{aligned} \quad (5)$$

$A_{1(i+)}^{(r)}$ та $A_{2(i+)}^{(r)}$ – проєкції векторів поляризації на осі Ox_1 і Ox_2 ($i, r = 1, 2$).

Для виведення ще двох рівнянь використаємо другу умову розв'язку даної задачі – умову нерозривності швидкостей частинок, тобто $\left. \left(\bar{u}_{1-}^1 + \bar{u}_{1+}^1 \right) \right|_G = \left. \bar{u}_{2+}^1 \right|_G$. Тоді

$$\begin{aligned} \bar{u}_{1-}^1 &= \dot{u}_{1-}^1 \bar{A}_{1-}^1; \\ \bar{u}_{1+}^1 &= \dot{u}_{1+}^1 \bar{A}_{1+}^1 + \dot{u}_{1+}^2 \bar{A}_{1+}^2; \\ \bar{u}_{2+}^1 &= \dot{u}_{2+}^1 \bar{A}_{2+}^1 + \dot{u}_{2+}^2 \bar{A}_{2+}^2. \end{aligned} \quad (6)$$

Проектуючи співвідношення (6) на осі Ox_1 і Ox_2 , отримуємо рівності:

$$\begin{aligned} -A_{1(1+)}^1 \dot{u}_{1+}^1 - A_{1(1+)}^2 \dot{u}_{1+}^2 + A_{1(2+)}^1 \dot{u}_{2+}^1 + A_{1(2+)}^2 \dot{u}_{2+}^2 &= A_{1(1-)}^1 \dot{u}_{1-}^1; \\ -A_{2(1+)}^1 \dot{u}_{1+}^1 - A_{2(1+)}^2 \dot{u}_{1+}^2 + A_{2(2+)}^1 \dot{u}_{2+}^1 + A_{2(2+)}^2 \dot{u}_{2+}^2 &= A_{2(1-)}^1 \dot{u}_{1-}^1. \end{aligned} \quad (7)$$

Рівняння (5), (6) утворюють систему для визначення чотирьох невідомих величин швидкостей $\dot{u}_{1+}^1, \dot{u}_{1+}^2, \dot{u}_{2+}^1, \dot{u}_{2+}^2$.

Для заданого напрямку руху фронту хвилі, який визначається одиничним вектором \vec{n} , знайдемо власні значення рівняння Кристофеля [10]

$$\left| \sum_{k,p}^3 \lambda_{ik,pq} n_k n_p - v^2 \delta_{iq} \right| = 0, \quad (8)$$

де $\lambda_{ki,pq} = C_{ki,pq} / \rho$ – матриця пружних сталей із симетричними елементами $\lambda_{ik,pq} = \lambda_{pq,ik} = \lambda_{ki,pq} = \lambda_{ki,qp}$; n_k – складові орта \vec{n} нормалей.

Вони визначають квадрати швидкостей трьох по-різному поляризованих хвиль $[v_{(r)}]^2$, $r=1,2,3$, причому $v_1^2(\vec{n}) > v_2^2(\vec{n}) \geq v_3^2(\vec{n})$ і $v_1^2(\vec{n})$ – фазова швидкість квазіпоздовжньої хвилі, $v_2^2(\vec{n})$ і $v_3^2(\vec{n})$ – відповідні швидкості квазіпоперечних хвиль.

Для кожного значення фазової швидкості визначимо компоненти вектора поляризації \vec{A} хвилі, розв'язавши систему рівнянь:

$$\sum_{k,p,q}^3 \lambda_{ik,pq} n_k n_p A_q - v^2 A_i = 0, \quad (i=1,2,3). \quad (9)$$

Зазначимо, що незалежно від вибраного напрямку \vec{n} вектори поляризації мають задовольняти умову ортогоналізації

$$\begin{aligned} \vec{A}^{(i)}(\vec{n}) \cdot \vec{A}^{(k)}(\vec{n}) &= 0, \quad (i=k=1,2,3) \\ \vec{A}^{(i)}(\vec{n}) \cdot \vec{A}^{(k)}(\vec{n}) &= 1, \quad (i \neq k=1,2,3). \end{aligned} \quad (10)$$

За допомогою зазначених рівнянь та теоретичних міркувань виконані дослідження явищ перетворення плоскої розривної qP -хвилі при її проходженні границі розділу середовищ з відмінними фізичними властивостями. Визначені значення швидкостей $\dot{u}_{1+}^1, \dot{u}_{1+}^2, \dot{u}_{2+}^1, \dot{u}_{2+}^2$ взаємодії падаючої під різними кутами ψ_{1-}^1 qP -хвилі з площиною розділу G . Прослідкуємо за зміною значень інтенсивностей $qP_{(1+)}$, $qS_{(1+)}$, $qP_{(2+)}$, $qS_{(1+)}$ при зміні параметрів анізотропних середовищ.

Розглянемо в прямокутній системі координат Ox_1, x_2, x_3 однорідні трансверсально-ізотропні середовища з віссю симетрії Ox_2 , які характеризуються тензором пружних сталей.

$$(C_{\alpha\beta}) = \begin{pmatrix} \lambda_i + 2\mu_i & \lambda_i & \lambda_i - l_i & 0 & 0 & 0 \\ \lambda_i & \lambda_i + 2\mu_i - p_i & \lambda_i - l_i & 0 & 0 & 0 \\ \lambda_i - l_i & \lambda_i - l_i & \lambda_i + 2\mu_i & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \mu_i - m_i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \mu_i & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \mu_i - m_i \end{pmatrix}, \quad (i=1,2) \quad (11)$$

де, l, m, p – параметри анізотропії, які відрізняють середовище від ізотропного з коефіцієнтами Ламе λ і μ . В свою чергу $l_i = l_i^0 \lambda_i$, $m_i = m_i^0 \mu_i$, $p_i = p_i^0 (\lambda_i + 2\mu_i)$. Дослідимо зміну інтенсивності розривної хвилі при зміні параметрів анізотропії. Оберемо досліджуваними середовищами доломіт (I) та вапняк (II), з відповідними параметрами: $\rho_1 = 6600 \text{ кг/м}^3$, $\lambda_1 =$, $\mu_{1=}$, $l_1 = 0,3\lambda_1$, $m_1 = 0,5\mu_1$, $p_1 = 0,1(\lambda_1 + 2\mu_1)$, $\rho_2 = 2420 \text{ кг/м}^3$, $\lambda_2 =$, $\mu_{2=}$, $l_2 = 0,3\lambda_2$, $m_2 = 0,5\mu_2$, $p_2 = 0,1(\lambda_2 + 2\mu_2)$. На рис. 1(а) представлені графіки зміни інтенсивностей швидкостей відбитих ($\dot{u}_{1+}^1, \dot{u}_{1+}^2$) та заломлених ($\dot{u}_{2+}^1, \dot{u}_{2+}^2$) хвиль, які сформувались при проходженні границі розділу G між доломітом та вапняком. З малюнку можемо бачити, що швидкість qP_{2+} -хвилі починає зменшуватись приблизно при $\psi_{1-} > 25^\circ$, а швидкість qS_{2+} -хвилі починає помітно зростати лише при $\psi_{1-} > 70^\circ$. Тобто, при $25^\circ < \psi_{1-} < 75^\circ$ можемо говорити про ефект гасіння інтенсивності розривної хвилі.

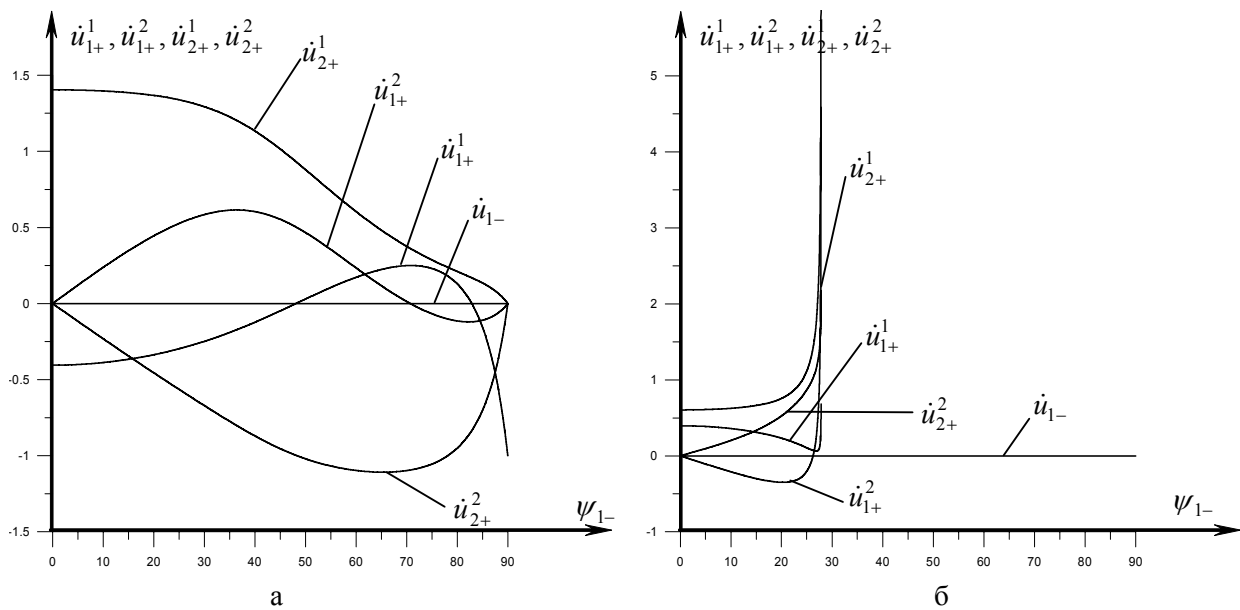


Рисунок 1 – Діаграми інтенсивностей відбитих та заломлених хвиль в залежності від кута падіння початкової хвилі

Якщо змінити початковий порядок проходження середовищ заданою хвилею, тобто прийняти, що I – вапняк, II – доломіт, то на рис. 1(б) можемо спостерігати ефект квазіповного внутрішнього відбиття. Так, при наближенні ψ_{1-} до значення $\psi_{1-} = 28^\circ$ шукані функції $\dot{u}_{1+}^1, \dot{u}_{1+}^2, \dot{u}_{2+}^1, \dot{u}_{2+}^2$ прямують до нескінченності. Розглянемо випадок, коли $l_1^0 \neq l_2^0$, $m_1^0 \neq m_2^0$, $p_1^0 \neq p_2^0$ та прослідкуємо за змінами значень шуканих швидкостей, порівнюючи їх з аналогічними результатами отриманими при трансформуванні поздовжньої хвилі в ізотропному середовищі на границі розділу двох середовищ. Нехай $l_1^0 = 0,2$, $m_1^0 = 0,6$, $p_1^0 = 0,8$, $l_2^0 = 0,1$, $m_2^0 = 0,2$, $p_2^0 = 0,3$, тобто $l_1^0 > l_2^0$, $m_1^0 > m_2^0$, $p_1^0 > p_2^0$ (випадок I, рис. 2а). А рис. 2б ілюструє випадок II: $l_1^0 < l_2^0$, $m_1^0 < m_2^0$, $p_1^0 < p_2^0$.

Можемо бачити, що для I-го випадку незначними є зміни інтенсивності, в порівнянні з ізотропним середовищем, для відбитої qS_{1+} -хвилі, а для II-го – відбитої qP_{1+} . Для ізотропного середовища з поступовим зростанням кута ψ_{1-} інтенсивність qP_{2+} зменшується, а для випадків анізотропного середовища, прослідковується, як зменшення, так і збільшення швидкості \dot{u}_{2+}^1 , але при поступовому наближенні ψ_{1-} до 90° значення швидкості прямує до нуля. Розглянуті випадки дають змогу зробити висновок, що на границі розділу двох середовищ відбувається розклад падаючої qP_{1-} -хвилі на чотири розривні, тим самим відбувається її екранування та зменшення інтенсивності її ударного впливу на об'єкти енергетичного, транспортного, гірничого та ін. призначення.

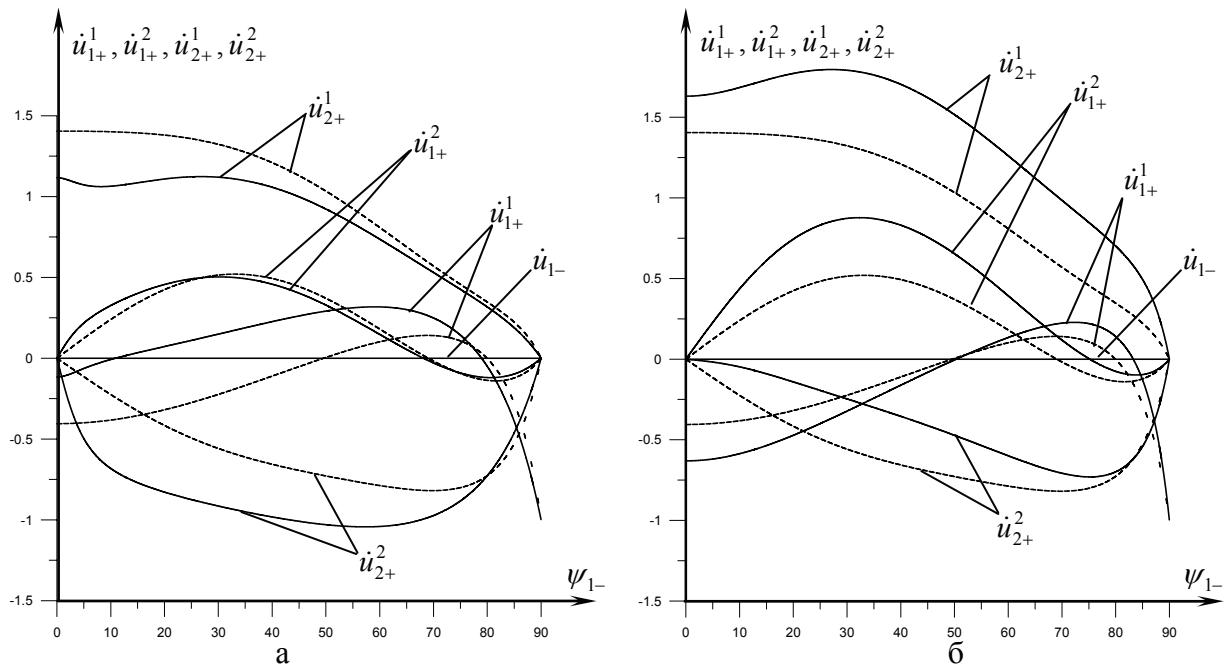


Рисунок 2 – Графіки функцій інтенсивностей швидкостей відбитих ($\dot{u}_{1+}^1, \dot{u}_{1+}^2$) та заломлених ($\dot{u}_{2+}^1, \dot{u}_{2+}^2$) хвиль, які сформувались границі G між доломітом (середовище I) та вапняком (середовище II).

----- ізотропні середовища
 ————— анізотропні середовища

ПЕРЕЛІК ПОСИЛАНЬ

1. Петухов И. М. Прогноз и предотвращение горных ударов на рудниках / И. М. Петухов, А. М. Ильин, К. Н. Трубецкой. – М.: Изд-во Академии горных наук, 1997. – 377 с.
2. Кравцов Ю. А. Геометрическая оптика неоднородных сред / Ю. А. Кравцов, Ю. И. Орлов. – М.: Наука, 1980. – 304 с.
3. Подильчук Ю. Н. Лучевые методы в теории распространения и рассеяния волн / Ю. Н. Подильчук, Ю. К. Рубцов. – К.: Наукова думка, 1988. – 220 с.
4. Гузь А. Н. Упругие волны в телах с начальными (остаточными) напряжениями / А. Н. Гузь. – Киев: «А.С.К.», 2004. – 672 с.
5. Молотков Л. А. Эффективная модель слоистой среды, в которой чередуются пористые и упругие слои, находящиеся в контакте с проскальзыванием / Л. А. Молотков // Зап. научн. сем. ПОМИ. – 2001. – Т. 275. – С. 165–186.
6. Назаров С. А. Упругие волны, захваченные однородным анизотропным полуцилиндром / С. А. Назаров // Математический сборник. – 2013. – Т. 204, № 11. – С. 99–130.
7. Селезов И. Т. Математические методы в задачах распространения и дифракции волн: [монография] / И. Т. Селезов, Ю. Г. Кривонос; Нац. акад. наук Украины, Ин-т кибернетики имени В. М. Глушкова, Ин-т гидромеханики. – К.: Наукова думка, 2012. – 232 с.
8. Гуляев В. И. Отражение и преломление плоских разрывных волн параболическими поверхностями раздела анизотропных упругих сред / В. И. Гуляев, П. З. Луговой, Г. М. Иванченко // Геофизический журнал – 2005. – Т. 27, № 3.-С. 418-427.
9. Гуляев В. И. Дифракция разрывных волн на эллипсоидальных поверхностях раздела трансверсально-изотропных упругих сред / В. И. Гуляев, П. З. Луговой, Г. М. Иванченко // Прикладная механика. – 2004. – Т. 40, № 10. – С. 98-106.
10. Петрашень Г. И. Распространение волн в анизотропных упругих средах / Г. И. Петрашень. – Л.: Наука, Ленингр. отд-ние, 1990. – 280 с.

REFERENCES

1. Petuhov, I. M., Il'yin, A. M., Trubets'koy, K. N. Prognosis and prevention of rock bursts in mines. Moskva: Izd-vo Akademii gornuh nayk, 1997. 377p. (Rus)
2. Kravtsov Yu.A., Orlov Yu.I Geometric optics of heterogeneous media. Moskva: Nauka, 1980. – 304 p.

3. Podilchuk Yu.N., Rubtsov Yu.K. Ray method in the theory of propagation and dispersion of waves. Kyiv: Naukova Dumka, 1988. – 220 p. (Rus)
4. Huz', A. N. Elastic waves in solids with initial (residual) stresses. Kyiv: A.S.K., 2004. 672 p. (Rus)
5. Molotkov L. A. The effective model of the layered medium in which porous and elastic layers being in slide contact alternate Zap. nauchn. sem. POMI .2001. 275. P. 165-186. (Rus)
6. Nazarov, S. A. Elastic waves trapped by a homogeneous anisotropic semicylinder Matematychnyy zbirnyk. 2013. 204(11). P. 99-130. (Rus)
7. Selezov, I. T, Krivonos, YU. G. Mathematical methods for wave propagation and diffraction: [monograph]. Nats. akad. nauk Ukrainy, In-t kibernetiki imeni V. M. Glushkova, In – t gidromekhaniki. Kyiv: Naukova dumka, 2012. 232p (Rus)
8. Gulyayev, V.I., Lugovoi, P.Z., Ivanchenko, G.M. Reflection and refraction of plane waves of discontinuous paraboloidal surfaces of anisotropic elastic media. Geofizicheskiy zhurnal. 2005. 27(3). P. 418-427. (Rus)
9. Gulyayev, V.I., Lugovoi, P.Z., Ivanchenko, G.M. Diffraction of discontinuous waves on the ellipsoidal surfaces of section transversely isotropic elastic media. Prikladnaya mekhanika. 2004. 40(10). P. 98-106. (Rus)
10. Petrashen G.I. Wave propagation in anisotropic elastic media. Leningrad: Nauka, 1980. – 280 p. (Rus)

РЕФЕРАТ

Заєць Ю.О. Дифракція розривної хвилі на площині розділу двох анізотропних середовищ з відмінними параметрами анізотропії. / Ю.О. Заєць // Вісник Національного транспортного університету. Серія «Технічні науки». Науково-технічний збірник. – К. : НТУ, 2015. – Вип. 1 (31).

В роботі розглянуто задачу взаємодії розривної хвилі з поверхнею розділу пружних анізотропних середовищ з відмінними параметрами анізотропії.

Об'єкт дослідження – нестационарні хвилі сильних розривів, збудені в неоднорідному пружному середовищі.

Мета даної роботи полягає в постановці задачі по дифракції розривної хвилі на поверхні розділу двох анізотропних середовищ, а також аналізі отриманих результатів в залежності від зміни параметрів анізотропії.

Метод дослідження – метод нульового наближення променевого методу.

В роботі запропонована задача математичного моделювання процесів механічної взаємодії розривних пружних хвиль з поверхнями розділу порід з відмінними властивостями, зокрема параметрами анізотропії. Під час досліджень встановлено, що при перетворенні розривних хвиль на площині розділу може змінюватись не лише їх поляризація і геометрія фронтів, а й зменшуватись або збільшуватись їх інтенсивність. Така дифракція хвиль може призвести до того, що інтенсивність слабкої ударної хвилі може приймати суттєво відмінні значення в різних зонах її фронту.

Результати статті можуть бути упровадженні в науково-дослідних і проектних організаціях, де займаються проектуванням споруд енергетичного, транспортного, гірничого призначення з метою їх сейсмосахисту та захисту від впливу розривних хвиль збудених техногенними чинниками.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: ЕКРАНУВАННЯ, РОЗРИВНІ ХВИЛІ, АНІЗОТРОПНЕ СЕРЕДОВИЩЕ, ПРУЖНЕ СЕРЕДОВИЩЕ, ПРОМЕНЕВИЙ МЕТОД.

ABSTRACT

Zaets Yu. O. Diffraction of a discontinuous wave in a plane interface between two elastic anisotropic media. Visnyk National Transport University. Series «Technical sciences». Scientific and Technical Collection. – Kyiv: National Transport University, 2015. – Issue 1 (31).

In the paper, the problem of interaction of interaction of a discontinuous wave with the interface between two elastic anisotropic media with different anisotropy parameters is considered.

The research object is nonstationary wave with strong discontinuity generated in nonhomogeneous elastic medium.

The work aim consist in statement of the problem on diffraction of the discontinuous wave in an interface between two anisotropic media and analysis of received results depending on the anisotropy parameters values.

The research method is the zeroth approximation of the ray method.

In the work, the problem on simulation of the processes of mechanical interaction of elastic discontinuous waves with interfaces between rock media with different properties (particularly, anisotropy parameters) is proposed. In the result of the simulation, it is established that in the discontinuous wave

transformation in the interface planes, not only wave polarization and front geometry can be changed but the wave intensity can be increased or decreased. This type of the wave diffraction can be accompanied by essential change of the wave intensity in different zones of the wave front.

The work results can be inculcated in research and design institutes for design of construction of energetics, transport and mine destination with the aim of their seismic protection and their screening from action of discontinuous waves generated by different technical failures.

KEYWORDS: SHIELDING, SCREENING, DISCONTINUOUS WAVES, ANISOTROPIC LAYERED MEDIA, ELASTIC MEDIUM, RAY METHOD.

РЕФЕРАТ

Заец Ю.А. Дифракция разрывной волны на плоскости раздела двух анизотропных упругих сред с отличающимися параметрами анизотропии. / Ю.А. Заец // Вестник Национального транспортного университета. Серия «Технические науки». Научно-технический сборник. – К. : НТУ, 2015. – Вып. 1 (31).

В работе рассмотрена задача взаимодействия разрывной волны с поверхностью раздела анизотропных сред с отличными параметрами анизотропии.

Объект исследования – нестационарные волны сильных разрывов, возмущенные в неоднородной упругой среде.

Цель данной работы заключается в постановке задачи по дифракции разрывной волны на поверхности раздела двух анизотропных сред, а также анализе полученных результатов в зависимости от изменения параметров анизотропии.

Метод исследования – метод нулевого приближения лучевого метода.

В работе предложена задача математического моделирования процессов взаимодействия разрывных упругих волн с поверхностями раздела пород с отличными свойствами, в частности параметрами анизотропии. Во время исследований установлено, что при преобразовании разрывных волн на плоскости раздела может изменяться не только их поляризация и геометрия фронтов, но и уменьшаться или увеличиваться их интенсивность. Такая дифракция волн может привести к тому, что интенсивность слабой ударной волны может принимать отличные значения в различных зонах ее фронта.

Результаты статьи могут быть внедрены в научно-исследовательских и проектных организациях, где занимаются проектированием сооружений энергетического, транспортного, горного назначения с целью их сейсмозащиты и защиты от влияния разрывных волн возмущенных техногенными факторами.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: ЭКРАНИРОВАНИЕ, РАЗРЫВНЫЕ ВОЛНЫ, АНИЗОТРОПНАЯ СРЕДА, УПРУГАЯ СРЕДА, ЛУЧЕВОЙ МЕТОД.

АВТОР:

Заєць Юлія Олександрівна, Національний транспортний університет, асистент кафедри вищої математики, e-mail: yzaets@gmail.com, тел. +380979712351, Україна, 01010, м.Київ, вул. Суворова 1.

AUTHOR:

Zaets Yu. O., National Transport University, assistant department of high mathematics, e-mail: yzaets@gmail.com, tel. +380979712351, Ukraine, 01010, Kyiv, Suvorova str. 1.

АВТОР:

Заєць Юлія Александровна, Национальный транспортный университет, ассистент кафедры высшей математики, e-mail: yzaets@gmail.com, тел. +380979712351, Украина, 01010, г.Киев, ул. Суворова 1.

РЕЦЕНЗЕНТИ:

Гуляев В.І., доктор технічних наук, професор, Національний транспортний університет, професор кафедри вищої математики, Київ, Україна.

Лебедева І.В., кандидат фізико-математичних наук, доцент, Київський Національний університет імені Тараса Шевченка, доцент кафедри теретичної механіки, Київ, Україна.

REVIEWER:

Gulyayev V.I., Ph.D., Engineering (Dr.), professor, National Transport University, professor, department of Mathematics, Kyiv, Ukraine.

Lebedeva I.V., Ph.D., Physics and Mathematics, associate professor, Taras Shevcheko National University of Kyiv, associate professor, department of Theoretical and Applied Mechanics, Kyiv, Ukraine.